

НОВЫЕ ТИПЫ БЕГУЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Л. Сукстанский, С.В. Тарасенко

Обычно [1] при анализе закона дисперсии спиновых колебаний в ограниченных магнитных образцах учитывают только диполь-дипольное и неоднородное обменное взаимодействия, что в предельном случае преобладания одного из названных взаимодействий приводит к формированию в кристалле соответственно магнитостатических или обменных спиновых волн [как объемных (ОСВ), так и поверхностных (ПСВ)]. Что касается изучения влияния магнитоупругого взаимодействия на характер распространения ПСВ, то вне условий магнитоакустического резонанса (МАР) такое исследование проводилось лишь для частот спиновых волн, при которых $\omega_{\xi}^2 \ll \omega_{My}^2$ (ω_{ξ} — частота поперечного звука), и сводилось к появлению магнитоупругой щели ω_{My}^2 в спектре распространяющейся поверхностной спиновой моды. Для случая $\omega_{\xi}^2 \gg \omega_{My}^2$ и произвольной величины линейного магнотон-фононного взаимодействия $0 \leq \xi \leq 1$ (ξ^2 — соответствующий безразмерный параметр [2]) соответствующий анализ проводился в [3], но только для спиновых колебаний, не распространяющихся вдоль поверхности магнетика.

В предлагаемой работе на примере легкоплоскостного ферро (антиферро) магнетика (ЛПФ(АФ)М) впервые для $\omega_{\xi}^2 \gg \omega_{My}^2$ найдены условия формирования и распространения новых типов поверхностных и объемных спиновых мод: ПСВ и ОСВ с магнитоупругим механизмом дисперсии при различных ориентациях нормали к поверхности образца \vec{n} и направления распространения ПСВ(ОСВ) $\vec{k}/|\vec{k}|$.

Следуя стандартной методике расчета (см. 1-2) для ЛПФ(АФ)М (XU — легкая плоскость), находящегося в условиях сильного линейного магнотон-фононного взаимодействия ($1 - \xi^2 \ll 1$ [2]), нетрудно получить спектр спин-волновых возбуждений ω_m^2 для волновых векторов \vec{k} , лежащих в одной из координатных плоскостей:

$$\omega_m^2 \approx \omega_{My}^2 \sin^2 2\varphi + \omega_A^2 + c^2 \vec{k}^2, \quad k_z = 0, \quad (1)$$

$$\omega_m^2 \approx \omega_{My}^2 \cos^2 \theta + \omega_A^2 + c^2 \vec{k}^2, \quad k_x = 0 (k_y = 0). \quad (2)$$

Здесь θ и φ — отсчитываемые от осей OZ и OX соответственно полярный и азимутальный углы, определяющие вектор \vec{k} ; ω_A^2 — активация спектра спиновых волн ($\omega_A^2 \rightarrow 0$ при $H \rightarrow 0$, где внешнее магнитное поле $\vec{H} \parallel \vec{OX}$ [2]); c — фазовая скорость спиновых волн, ω_{My}^2 — магнитоупругая щель [2]. При выводе (1), (2) мы для простоты полагали упругие и магнитоупругие свойства магнетика изотропными. Результаты анализа (1)-(2) в зависимости от выбора частоты ω и волнового вектора бегущей ПСВ (ОСВ) $\vec{k} (\vec{k} \perp \vec{n})$ для различных n

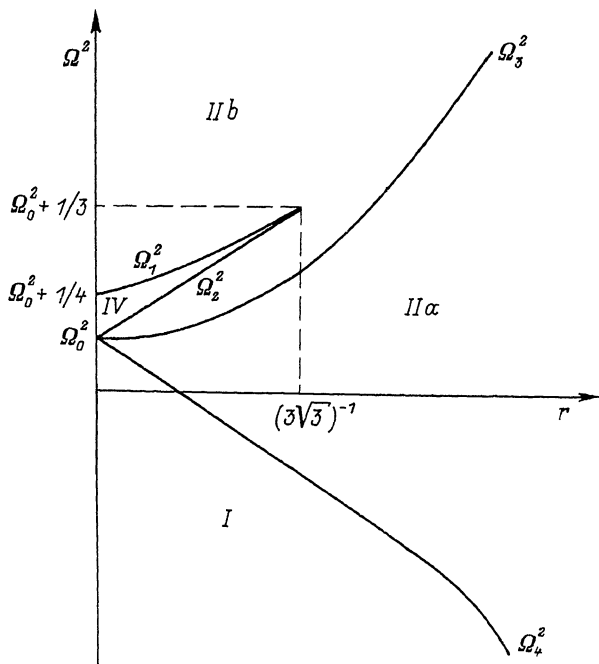


Рис. 1. $\Omega_1^2 = \Omega_0^2 + 2r^2 + \frac{1}{4}$; $\Omega_2^2 = \Omega_0^2 + 2r$; $\Omega_3^2 = \Omega_0^2 + r^2$;
 $\Omega_4^2(r \ll 1) \approx \Omega_0^2 - 2r$; $\Omega_4^2(r \gg 1) \approx \Omega_0^2 - (2r^4)^{1/3}$; $\vec{k} \in$
 $\epsilon X Y$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{X}(\vec{O}\vec{Y})$.

и $\vec{k}/|\vec{k}|$ представлены на рис. 1-2, где введены следующие обозначения: $\Omega^2 \equiv \omega^2/4\omega_{M\gamma}^2$, $\Omega_0^2 \equiv \omega_\Delta^2/4\omega_{M\gamma}^2$, $r^2 \equiv c^2k^2/4\omega_{M\gamma}^2$. Исследование (1)-(2) показывает, что последовательный учет взаимодействия спиновой и упругой подсистем приводит при $\omega_\Delta^2 \gg \omega_{M\gamma}^2$ и $1 - \xi^2 \ll 1$ к формированию в магнетике ранее не рассматривавшихся типов как ПСВ, так и ОСВ, имеющих существенно магнитоупругую природу и различающихся характером пространственного изменения амплитуды бегущей ПСВ (ОСВ):

$$A \sim \sum_{i=1}^N \exp\{-\alpha_i \gamma\}, \quad \vec{\zeta} \parallel \vec{n}. \quad (3)$$

Например, из (1)-(2) следует, что по своей структуре бегущая ПСВ(ОСВ) в рассматриваемых условиях (одновременный учет магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий) в зависимости от выбора направления распространения волны $\vec{k}/|\vec{k}|$ в общем случае является либо шести- ($N=6$, $\vec{k} \in X Y$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{X}$, ($\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{Y}$), либо четырехпарциальной ($N=4$, $\vec{k} \in X(Y)Z$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{X}$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{Y}(\vec{O}\vec{Z})$) вол-

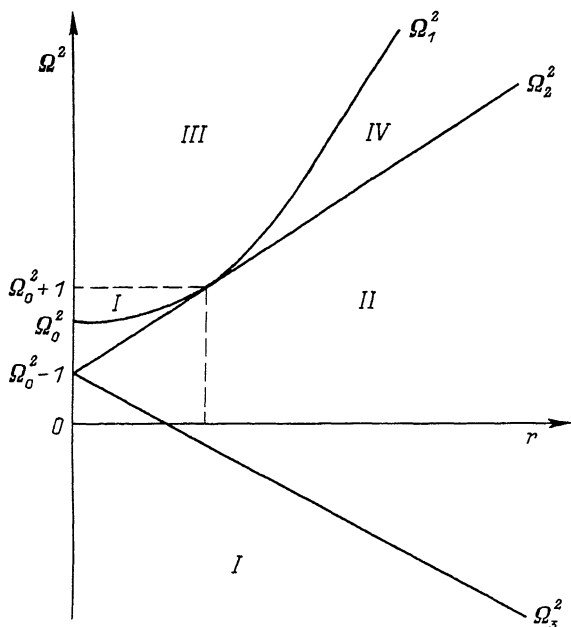


Рис. 2. $\Omega_1^2 = \Omega_0^2 + r^2$; $\Omega_2^2 = \Omega_0^2 + 2r - 1$; $\Omega_3^2 = \Omega_0^2 - 2r - 1$;
 $\vec{k} \in \chi(y)Z$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{X}(\vec{O}\vec{Y})$.

ной. В предельном случае отсутствия магнитоупругого взаимодействия ($\xi^2 \rightarrow 0$) структура бегущей ПСВ (ОСВ) будет двухпарциальной при любом выборе $\vec{k}/|\vec{k}|$. Тип ПСВ (ОСВ) при заданных \vec{n} , $\vec{k}/|\vec{k}|$ определяется зависимостью α_i^2 от ω и k . В частности, случаю чисто поверхностных спиновых мод (все $\alpha_i^2 > 0$) на рис. 1-2 соответствует область I, а для $\vec{k} \in \chi(y)Z$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{Z}$ на плоскости ω и k аналогичная область определяется условием $\Omega^2 < \Omega_0^2 + r^2 - 1$. Области II на рис. 2 соответствуют комплексносопряженные значения α_i^2 : $\alpha_1^2 = (\alpha_2^2)^*$, что отвечает появлению пространственных осцилляций в амплитуде бегущих спиновых волн (3). В то же время при $\vec{k} \in \chi y$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{X}(\vec{O}\vec{Y})$ (рис. 1) наряду с $\alpha_2^2 = (\alpha_3^2)^*$ в (3) имеется дополнительный параметр (α_1^2), в зависимости от знака которого возможно формирование либо квазиповерхностной спиновой волны ($\alpha_1^2 > 0$, $\alpha_2^2 = (\alpha_3^2)^*$, область Па), либо объемных спиновых волн ($\alpha_2^2 < 0$, $\alpha_2^2 = (\alpha_3^2)^*$, область Пв). Область Ш (рис. 2) определяет те значения ω и k , при которых в рассматриваемых условиях в ЛПФ (АФ)М существует ОСВ ($\alpha_1^2 < 0$) с $\alpha_2^2 > 0$ (для $\vec{k} \in \chi(y)Z$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{Z}$, аналогичная область ω , k определяется условием $\Omega^2 > \Omega_0^2 + r^2 - 1$). При ω и k из области IУ (рис. 1-2) реализуются ОСВ, в которых все $\alpha_i^2 < 0$. Для $\vec{k} \in \chi(y)Z$, $\vec{n} \parallel \vec{O}\vec{Z}$ ОСВ данного типа не реализуются ни при каких ω и k . Важно учесть, что на-

личие магнитоупругого взаимодействия является принципиальным для существования указанных выше типов ПСВ(ОСВ), т.к. в случае $\xi^2 \rightarrow 0$ (есть только неоднородный механизм дисперсии) в ЛПФ(АФ)М при любом выборе $\vec{k}/|\vec{k}|$ возможно распространение либо двух — парциальных, либо ПСВ ($\alpha^2 > 0, \Omega^2 < \Omega_0^2 + r^2$), либо ОСВ ($\alpha^2 < 0, \Omega^2 > \Omega_0^2 + r^2$). Поскольку в ЛПФ(АФ)М $\omega_A^2 = \omega_A^2(P, H)$, где P — давление, а при достаточно низких температурах T возможно $\omega_A^2 \rightarrow \omega_A^2 + \omega_T^2$ (ω_T^2 — сверхтонкая щель [4]), то изменяя внешние параметры H, P, T , можно целенаправленно влиять на условия существования найденных выше спин-волновых возбуждений с магнитоупругим механизмом дисперсии.

Поскольку в антиферромагнетиках дипольные эффекты обменно ослаблены, а магнитоупругие обменно усилены [2], то эффективность изученного в работе магнитоупругого механизма образования ПСВ в антиферромагнитных кристаллах на несколько порядков превосходит ранее изученный [5] магнитодипольный механизм.¹

В качестве примера ПСВ, обусловленной магнитоупругим взаимодействием и реализующейся даже в пренебрежении неоднородным обменом и поверхностной магнитной анизотропией, рассмотрим гибридную структуру типа «немагнитная пластина (толщиной h , среда 1) на магнитном ЛПФ(АФ)М полупространстве (среда II). При $\vec{k} \in X(Y)Z, \vec{n} \parallel \vec{X}(Y), 1 - \xi^2 \ll 1$ соответствующее дисперсионное уравнение для ПСВ имеет вид ($\omega_{t1}^2 \gg \omega_{My}^2$):

$$\left(\frac{\omega^2 - \omega_A^2 + \omega_{My}^2}{\omega^2 - \omega_A^2} \right)^{3/2} = \frac{\rho_2 \omega_{t2}^2}{\rho_1 \omega_{t1}^2} k_z \alpha_2 \operatorname{tg} \alpha_2 h \quad (4)$$

$$\alpha_2^2 = k_z^2 \left(-1 + \frac{\omega^2}{\omega_{t2}^2} \right). \quad (5)$$

Здесь $\omega_{t1,2}^2, \rho_{1,2}$ — соответственно скорость поперечного звука и плотность для сред (1, II). Интервал существования ПСВ из (4)–(5) определяется условием $\omega^2 > \omega_A^2 (\omega_A^2 > \omega_{t2}^2)$; $\omega^2 > \omega_{t2}^2 (\omega_{t2}^2 > \omega_A^2)$.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.Г. Барьяхтару и Д.А. Яблонскому за обсуждения, а также С.А. Бреусу за помощь в проведении численного анализа полученных зависимостей.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Филиппов Б.Н. Поверхностные спиновые и магнитоупругие волны в ферромагнетиках. Препринт ИФМ 80/1, Свердловск, 1980. 62 с.

¹ Подробное изучение влияния дипольного взаимодействия будет проведено в отдельной работе.

- [2] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН, 1983. Т. 140. В. 3. С. 429-462.
- [3] Луговой А.А., Туров Е.А. Магнитоупругое возбуждение неоднородных колебаний намагниченности в ферромагнетике однородным магнитным полем. Препринт ИФМ, Свердловск, 1988. 22 с.
- [4] Туров Е.А., Петров М.П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
- [5] Иванов Б.А., Лалченко В.Ф., Сукстанский А.Л. // ФТТ, 1985. Т. 27. В. 1. С. 173-180.

Донецкий
физико-технический
институт АН УССР

Поступило в Редакцию
28 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
05.4

26 февраля 1989 г.

ВЛИЯНИЕ ДЕСОРБЦИИ КИСЛОРОДА И ВОДЫ НА ПАРАМЕТРЫ РЕШЕТКИ $Y-Ba-Cu-O$ -КЕРАМИКИ

С.К. Ф и л а т о в, В.В. С е м и н,
Р.С. Б у б н о в а, А.В. Н а з а р е н к о,
С.Э. Х а б а р о в

Температурная зависимость параметров кристаллической решетки высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [1, 2 и др.] отражает изменение количества кислорода в этом соединении, что имеет непосредственное отношение к природе сверхпроводимости. Кроме основной закономерности (сближения величин параметров α и β при нагревании в процессе ромбическо-тетрагонального превращения), эта зависимость имеет особенности в интервале температур 473-673 К [2]. Для выявления природы этих особенностей в настоящей работе выполнены параллельные исследования методами терморентгенографии и масс-спектрометрии.

Образец синтезирован по стандартной керамической технологии и насыщен кислородом. Температура перехода в сверхпроводящее состояние была равна 93 К.

Масс-спектры измерялись на экспериментальной установке, созданной на базе масс-спектрометра МХ-1303. При нагревании в вакууме в интервале температур 300-1073 К из образца выделяется газ, состоящий, в основном, из H_2O , CO , CO_2 , O_2 . Спектр термодесорбции воды состоит из двух пиков (рисунок, кривая 1). Низкотемпературный пик с $T_M=473$ К соответствует выделению воды, координационно связанной с поверхностью образца, Высокотемпературный пик с $T_M=573$ К обусловлен процессом дегидрокси-